

Санкт-Петербургский государственный университет

АНОХИН Алексей Сергеевич

Выпускная квалификационная работа

***Физические условия в источниках всплесков с зебра-структурой в
частотно-временном спектре излучения***

Уровень образования:

Направление 03.03.03. «*Радиофизика*»

Основная образовательная программа СВ.5013. «*Радиофизика*»

Научный руководитель:

Яснов Леонид Васильевич

Должность:

Ведущий научный сотрудник физического факультета СПбГУ.

Ученая степень:

доктор физико-математических наук.

Рецензент:

Топчило Николай Андреевич

Должность:

Старший преподаватель кафедры астрофизики СПбГУ.

Ученая степень:

кандидат физико-математических наук.

Санкт-Петербург

2019

Оглавление

1. Введение	3
2. Всплески с зебра-структурой в частотно-временном спектре их излучения	4
2.1. Модель источника на основе эффекта ДПР	4
2.2. Форма поверхностей ДПР.....	6
2.3. Связь номеров гармоник и частот полос в ЗС.....	7
3. Параметры модели и методика определения некоторых из них из наблюдений	8
4. О соответствии пространственного разнесения и количества регистрируемых полос ЗС наблюдениям	11
4. Заключение	13
5. Список литературы	14

1. Введение

Зебра-структурами (ЗС) в частотно-временном спектре радиоизлучения называют систему квазиэквидистантных полос повышенной интенсивности на фоне широкополосного континуума. Активное изучение ЗС началось в середине 1970х годов после обнаружения в динамическом спектре солнечного излучения, модели ЗС и обнаруженные характеристики описаны в ряде работ [1-15]. Подобные структуры регистрируются в послевспышечной стадии на фоне всплесков IV типа. На текущий момент ЗС зафиксированы в широком волновом диапазоне: от сантиметровых до декаметровых волн; время жизни структуры составляет от нескольких секунд до нескольких десятков минут. Количество полос варьируется от нескольких единиц до нескольких десятков.

Исследования тонких структур, а в частности и ЗС, позволяют получить сведения о процессах ускорения заряженных частиц, о динамике частиц и механизмах излучения [16]. Также изучение источников излучения с ЗС может дать представление о источниках аналогичных структур в спектрах излучения Юпитера, Крабовидной туманности и иных космических тел.

Целью данной работы является изучение и развитие существующих моделей источника излучения с ЗС, а также анализ конкретных структур с помощью новой модели.

2. Всплески с зебра-структурой в частотно-временном спектре их излучения

2.1. Модель источника на основе эффекта ДПР

На текущий момент возникновение ЗС лучше всего описывает эффект двойного плазменного резонанса (ДПР) [2,3,17-27]. Он заключается в усиленном возбуждении плазменных волн при совпадении частоты гибридного резонанса (верхнего или нижнего) с одной из гармоник гирочастоты. Эти частоты определяются электронной плазменной частотой и электронной гирочастотой в случае верхнего гибридного резонанса и соответствующими частотами ионов (протонов) для нижнего.

Условие ДПР выражается как

$$sf_c = f_{up} = \sqrt{f_p^2 + f_c^2}, \quad (1)$$

где f_c , f_{up} , f_p – циклотронная, верхне-гибридная и плазменная частоты соответственно; s – номер гармоники.

В областях ДПР присутствуют неравновесные электроны с типом распределения «конус потерь». Направление движения электронов играет роль: волны на частотах, близких к sf_c , могут существовать лишь в узком интервале углов вблизи $\pi/2$ между магнитным полем и направлением распространения волны. Распространяющиеся же под косыми углами волны испытывают сильное бесстолкновительное затухание в основной плазме на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты. Таким образом, повышенная генерация плазменных волн при ДПР обусловлена электронами, неравновесными по поперечной к магнитному полю компоненте скорости. Математически это выражается через увеличение инкремента плазменных волн с приближением f_p к sf_c как за счёт примеси неравновесных частиц, так и за счёт дисперсионных свойств волн основной плазмы.

Если плазма в источнике неоднородна (электронная концентрация монотонно изменяется) вдоль выделенного направления, то эффект ДПР будет реализован на ряде поверхностей, что приведёт к усилению генерации плазменных волн на различных частотах. После трансформации плазменных волн в электромагнитные это проявится в виде повышенной интенсивности радиоизлучения на основной и удвоенной плазменных частотах. Если соотношение между магнитным полем и концентрацией при этом будет меняться со временем, участки возрастания интенсивности станут дрейфовать по частоте.

Трансформация плазменных волн в электромагнитные может протекать двумя способами: нелинейное слияние плазменных волн и их рассеяние на частицах плазмы, либо слияние с низкочастотными волнами: Слияние с низкочастотными волнами приводит к появлению электромагнитного излучения с частотой, близкой к частоте плазменных волн; это называется основным тоном. Также при слиянии двух плазменных волн образуется

электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте. Информацию о том, с каким этих двух процессов мы имеем дело, можно получить из анализа поляризации излучения.

В магнитоактивной плазме трансформация в обыкновенную и необыкновенную волны может проходить по-разному, в зависимости от вероятности слияния волн и дисперсионных свойств этих мод, а значит, поляризация выходящего из плазмы излучения будет определяться разной эффективностью трансформации плазменных волн и различными условиями распространения и выхода обыкновенной и необыкновенной волн.

Эффект ДПР объясняет спектральные особенности ЗС в спектре солнечного радиоизлучения. Тонкая структура частотного спектра и высокая яркостная температура излучения указывают на то, что механизм излучения связан с возбуждением электромагнитных волн в неравновесной плазме. Сравнительно большая продолжительность всплесков с ЗС означает, что повышенное излучение создаётся электронами, локализованными в источниках. В соответствии с условиями ДПР, ЗС генерируется в распределённом источнике – силовой трубке или ловушке с захваченными электронами, энергия которых превышает энергию электронов в равновесной плазме.

Многополосный динамический спектр связан с тем, что повышенное излучение генерируется в пространственно-разнесённых областях, в каждой из которых выполняется условие ДПР (1). Число поверхностей с ДПР в источнике определяется интервалом высот, в котором локализованы энергичные захваченные электроны, и расстоянием между полосами, т.е. величиной магнитного поля и характерными размерами изменения электронной концентрации и магнитного поля с изменением высоты. В реальных условиях корональных магнитных трубок разнообразие числа полос в ЗС вполне объяснимо.

Практически одинаковая яркость полос связана с возникновением в магнитной ловушке баланса между квазилинейной релаксацией, восстановлением неустойчивости вследствие высыпания частиц и пополнением быстрых частиц за счёт источника. В таком состоянии уровень возбуждённых плазменных волн находится в режиме насыщения, что и объясняет слабую зависимость интенсивности зебра-полос от номера гармоники.

Частотный дрейф ЗС на динамическом спектре вызван изменением распределения магнитного поля относительно распределения электронной концентрации или наоборот. При этом происходит смещение всех точек ДПР, потому что все полосы меняются одинаковым образом. К примеру, уменьшение магнитного поля во времени приводит к положительному частотному дрейфу, что наблюдается на большинстве спектров с ЗС.

Волнообразное изменение частоты полос может быть связано с быстрыми магнитозвуковыми колебаниями корональных магнитных петель, в которых расположены источники излучения с ЗС.

Высокая степень поляризации ЗС обусловлена расположением источника генерации излучения между уровнями, где показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн обращаются в нуль. Вследствие этого из короны свободно выходят преимущественно обыкновенные волны.

Таким образом, модель источника излучения с ЗС на основе эффекта ДПР позволяет объяснить характерные особенности такой структуры в спектре солнечного радиоизлучения.

2.2. Форма поверхностей ДПР

Форма поверхности, на которой реализуется эффект ДПР, играет важную роль, так как излучение может выходить из своего источника только в очень узком конусе, перпендикулярном этой поверхности. Изначально предполагалось, что излучение генерируется на оси петли, где плотность плазмы изменяется в зависимости от высоты и радиуса вдоль источника. Яркостная температура такого источника чрезмерно высока [25], что послужило причиной для анализа поверхностей ДПР, проведённого в работе [28]. В ней были проанализированы возможные вариации отношения масштабов плотности плазмы и магнитного поля и выделены следующие модели:

1) При постоянном магнитном поле на резонансной поверхности на этой же поверхности должна быть постоянная плотность плазмы, а соответствующие радиочастоты постоянны по всей такой поверхности. В иных случаях поверхности ДПР отклоняются от поверхностей постоянной плотности плазмы, вблизи оси петли это отклонение всегда мало. (рис.1 в [28])

2) В случае с бесконечной шкалой высот резонансные поверхности параллельны оси петли. В случае конечной шкалы высот существуют три формы резонансных поверхностей в зависимости от соотношения величин p_b – масштаба магнитного поля - и $\sqrt{2}$: сонаправлено поверхности постоянной плотности при $p_b > \sqrt{2}$, противоположно направленно при $p_b < \sqrt{2}$ и перпендикулярно оси петли при $p_b = \sqrt{2}$. (рис.2 в [28])

Высокая поляризация излучения указывает на то, что волны генерируются близко к верхне-гибридной частоте. Для больших номеров гармоник эта частота близка к плазменной, следовательно, излучение может выходить из источника только в очень узком конусе перпендикулярно резонансной поверхности. Интервал углов $\theta \leq \theta_{max}$, под которыми излучение покидает среду, определяется по формуле

$$\theta_{max} = \arcsin \frac{1}{s}, \quad (2)$$

где s-номер гармоник [25]. Это приводит к тому, что регистрируемое излучение в силу кривизны слоев ДПР исходит из очень малых площадей вблизи оси трубки и существенно

больших площадей (на 1 – 6 порядков) на некотором расстоянии от оси трубки (порядка радиуса). Эти слои уже располагаются практически параллельно оси трубки. (см.рис.3 в [28])

Имеют место дополнительные ограничения для наблюдения ЗС: с увеличением расстояния от оси петли вдоль резонансной кривой будет увеличиваться ширина полосы испускаемых частот. Для углов обзора больше некоторого порогового значения соседние полосы начинают перекрываться, и зебра-структура перестаёт наблюдаться. Однако, для случая с бесконечной шкалой высот полоса пропускания остаётся узкой и даёт чёткие ЗС.

Также в работе показано, что излучение от поверхностей ДПР на основной частоте (т.е. для сильно поляризованного излучения) ограничено кривизной петли. Для трёх экспериментальных измерений зебра-структур была оценена яркостная температура (см. таблицу 1 в [28]). Температура получилась меньше, чем, если бы излучение было направлено вдоль оси петли, что более реалистично.

Таким образом, наиболее достоверной является модель источника, излучающего перпендикулярно оси магнитной трубки.

2.3. Связь номеров гармоник и частот полос в ЗС

Для анализа экспериментальных данных необходимо определять номера гармоник в полученных ЗС. Так, зная соответствие между номером гармоники и частотой полосы ЗС, можно вычислить плотность плазмы и магнитное поле в источнике излучения.

Для установления этого соответствия в работе [29] были смоделированы две последовательности частот: последовательность А для повышения частоты с увеличением номера гармоники, последовательность Б для понижения частоты с увеличением номера гармоники (см.таблицу 1 в [29]). Далее полученные последовательности частот были проанализированы с помощью метода, описанного в статье [23]. При этом выяснилось, что соотношение соседних частот увеличивается для последовательности типа А и уменьшается для последовательности типа Б. Параметр $L_{nb} = 2L_b / (2L_n - L_b)$, где L_n и L_b - характерные масштабы плотности плазмы и магнитного поля, положителен для последовательностей типа А и отрицателен для последовательностей типа Б.

В цитируемой работе были проанализированы девять ЗС из экспериментально полученных спектров солнечного излучения (см. таблицу 2 в [29]). Все они принадлежат к последовательностям типа А, параметр L_{nb} для них положителен. Значит, пространственный масштаб магнитного поля L_b всегда меньше пространственного масштаба плотности $2L_n$ в источниках излучения. Полученные соотношения масштабов поля и плотности вдоль оси в обоих направлениях находится в интервале 0,20 – 0,93. Это говорит о том, что в обоих направлениях масштаб магнитного поля оказался меньше масштаба плотности плазмы.

3. Параметры модели и методика определения некоторых из них из наблюдений

Рассмотрим условие совпадения поверхностей постоянной плотности и постоянного магнитного поля в неоднородной модели излучающей области. Такое совпадение является обязательным условием для появления полос зебра-структуры. В противном случае полосы будут размыты и ЗС не будет наблюдаться. Зададим модели поля и плотности для излучающей петли по ее радиусу r и по высоте h . В работе [30] получено, что в самосогласованной трехмерной магнитогидродинамической модели солнечной короны имеет место почти постоянная с высотой ширина петель, а профиль интенсивности по радиусу петель соответствует гауссиане. Гауссовый профиль был приведен и в [31].

Зададим модель для плотности так же, как и в [29]:

$$N = N_0 \exp\left(-r^2 - \frac{h}{L_{nh}}\right), \quad (3)$$

где L_{nh} – масштаб плотности по высоте. Масштаб плотности по r , не умаляя общности, принят равным 1. Модель магнитного поля зададим аналогичным образом:

$$B = B_0 \exp\left(-\frac{r^2}{L_{br}^2} - \frac{h}{L_{bh}}\right), \quad (4)$$

где L_{br} и L_{bh} – соответственно масштабы поля по радиусу r и по высоте h трубки.

Условие постоянной плотности $N = \text{const}$ дает

$$r^2 = \frac{-h - L_{nh} \log\left[\frac{\text{const}}{N_0}\right]}{L_{nh}}. \quad (5)$$

Подставляем это условие в модель поля (4). Имеем

$$B = B_0 e^{-\frac{h}{L_{bh}} + \frac{h}{L_{br}^2 L_{nh}}} \left(\frac{\text{const}}{N_0}\right)^{\frac{1}{L_{br}^2}}. \quad (6)$$

Чтобы поле было постоянным на поверхности постоянной плотности, необходимо соблюдение условия $-\frac{h}{L_{bh}} + \frac{h}{L_{br}^2 L_{nh}} = 0$. То есть должно соблюдаться следующее соотношение масштабов поля и плотности:

$$L_{bh} = L_{br}^2 L_{nh}. \quad (7)$$

При диагностировании физических условий в областях генерации всплесков с ЗС важно определить значение номера гармоники s , которая соответствует какой-либо полосе в частотно-временном спектре. В работе [23] была разработана методика определения номера гармоники s выделенной полосы в спектре микроволнового всплеска с ЗС, а также параметра L_n/L_b , где L_n и L_b – характерные масштабы электронной плотности и магнитного поля по линии, соединяющей центры областей излучения. Ниже мы покажем, что эти области располагаются вдоль оси излучающей области. Методика была проверена на модельных расчетах и показала высокую точность определения s во всем проанализированном

диапазоне изменения этого параметра. Особо подчеркнем, что эта точность высока и для малых значений s , где частота излучения существенно отличается от плазменной частоты.

Методика расчета номера гармоники s_1 для заданной полосы ЗС заключается в следующем. Предварительно желательнее провести аппроксимацию частот полос ЗС полиномом второй степени $-f(n)$, где n – порядковый номер полосы ЗС с частотой f . Эта аппроксимация сразу позволит определить уменьшается или увеличивается с ростом частоты номер гармоники. При положительном коэффициенте при квадратичном члене – номер гармоники уменьшается с увеличением частоты, и наоборот. Определить эту тенденцию заранее можно и по методу, представленному в [29]. Далее необходимо минимизировать выражение (11) из [29], в котором используется обозначение $(2L_b)/(2L_n - L_b) = L_{nb}$, s_1 – номер гармоники. Рост или уменьшение номеров гармоник с ростом частоты полос однозначно и с высокой надежностью определяются в процессе таких расчетов, так как невязка для разных тенденций отличается на несколько порядков. Отметим, что значения s_1 и L_{nb} определяются однозначно независимо от того происходит излучение на верхне-гибридной частоте или на ее второй гармонике.

Как будет показано ниже, центры слоев ДПР расположены строго по высоте на одинаковом расстоянии r от оси петли, в этом случае параметр L_{nb} отражает соотношение масштабов поля и плотности по высоте

$$L_{bh}/L_{nh} = 2L_{nb}/(2 + L_{nb}). \quad (8)$$

Обозначим $R = L_{bh}/L_{nh}$. Поскольку имеет место соотношение (7), то сразу определяется относительный к масштабу плотности по радиусу масштаб поля также по радиусу трубки

$$L_{br}/L_{nr} = \sqrt{\frac{2L_{nb}}{2+L_{nb}}}. \quad (9)$$

И соответственно определяется $R = L_{bh}/L_{nh} = (L_{br}/L_{nr})^2 = 2L_{nb}/(2 + L_{nb})$. При анализе конкретных всплесков эта величина будет приведена в соответствующих таблицах.

В рамках приведенной выше модели (3,4) получим координаты точек на слоях ДПР с одинаковой производной. Это будут центры излучающих слоев, расположенных под прямым углом к наблюдателю. Имеем исходя из условия двойного плазменного резонанса (1):

$$CB_0^2 e^{-\frac{2h}{L_{bh}} - \frac{2r^2}{L_{br}^2}} (-1 + s^2) = e^{-\frac{h}{L_{nh}} - r^2}, \quad (10)$$

где $C = 96790$. Исходя из условия совпадения поверхностей постоянной плотности и напряженности магнитного поля приведенного выше, получим следующие решения для координат точек на слоях ДПР:

$$r = \sqrt{-\frac{L_{br}^2(h+L_{nh} \ln[\frac{C B_0^2 e^{-\frac{2h}{L_{br}^2 L_{nh}(-1+s^2)}}]}{N_0}])}{(-2+L_{br}^2)L_{nh}}}, \quad (11)$$

и

$$h = -\frac{L_{br}^2 L_{nh}(r^2 + \ln[\frac{C B_0^2 e^{-\frac{2r^2}{L_{br}^2(-1+s^2)}}]}{N_0}])}{-2+L_{br}^2}. \quad (12)$$

Производная $dh/dr = -2L_{nh}r$. То есть она не зависит ни от s , ни от h . Таким образом, центры излучающих областей находятся на одинаковом расстоянии r от оси трубки. Расстояние между точками с одинаковой производной, то есть между точками центров излучающих областей для номеров гармоник s и $s+n$ равно

$$dhs = -\frac{L_{br}^2 L_{nh} \ln[\frac{-1+(n+s)^2}{-1+s^2}]}{-2+L_{br}^2} = -\frac{L_{br} h \ln[\frac{-1+(n+s)^2}{-1+s^2}]}{-2+L_{br}^2}. \quad (13)$$

Примечательно, что это расстояние не зависит от координат h и r и не зависит во втором представлении от масштаба плотности.

Значение L_{br} определяется из L_{nb} , а оценку относительного масштаба по плотности можно представить в виде $L_{nh} = 50 T \frac{[K]}{a}$ [32], где a – масштаб плотности по радиусу петли, который можно принять равным эффективному радиусу петли. Для численных расчетов необходимо привести оценку полуширины (или диаметра) магнитной трубки. В работе [33] было показано, что ширина петель в их основании, где генерируются дм-всплески, около 0.5 угл сек ($0.35 \cdot 10^8$ см), а типичная ширина более высоких корональных петель составляет около 1 угл сек. Более точные значения радиуса трубки и температуры в области генерации всплеска могут быть получены из УФ наблюдений для конкретного события. Все приведенные ниже значения dhs могут быть легко скорректированы в этом случае.

4. О соответствии пространственного разнесения и количества регистрируемых полос ЗС наблюдениям

В работе [22] для всплеска от 14 декабря 2006г. получен интересный и очень важный результат, который показал, что разные полосы ЗС генерируются в пространственно разнесенных областях в плоскости, перпендикулярной лучу зрения.

С использованием методики определения магнитного поля и плотности в таких источниках, которая приведена выше, мы рассчитали некоторые параметры в области генерации этого всплеска. Результаты приведены в таблице 1. В ней кроме параметров, которые определялись и ранее, приведено значение dhs_{max}/a – максимальное относительное расстояние между областями генерации на крайних частотах.

f , МГц	s	L_{nb}	B , Гс	N , 10^{10} см^{-3}	R	dhs_{max}/a
1265	12.71	0.225	35.58	1.97	0.20	11.3
1347	7.71	0.225	62.49	2.21	0.20	11.3

Таблица 1. Параметры области генерации всплеска в момент 22:40:07.2 от 14 декабря 2006г. f – частоты крайних полос ЗС, s – соответствующие им номера гармоник, B – напряженность магнитного поля, N – плотность в области генерации данной полосы, R – соотношение масштабов магнитного поля и плотности вдоль и поперек оси излучающей области. dhs_{max}/a – расстояние между 1 и 6 полосой в данной ЗС по отношению к радиусу петли (или к масштабу плотности в поперечном направлении).

Как указано выше, вероятность обнаружить ЗС в почти перпендикулярном направлении к оси петли больше, чем в направлении вдоль оси. Это связано с большими размерами излучающей поверхности ближе к краю петли.

В модели [22] высота области генерации всплеска с ЗС находится в диапазоне 60-80 Мм. Судя по рис. 12 из этой работы, каждая полоса ЗС возникает на отдельной силовой линии, разнесенными на расстоянии до 6.2 Мм. Все это вызывает определенные вопросы. В работе [33] было показано, что ширина корональных петель около 1 угл. сек. (0.7 Мм). При оценке расстояний в данной работе между областями излучения в 6-7 Мм это означает, что излучение идет из нескольких силовых трубок, что маловероятно. Трудно себе представить генерацию энергичных электронов в нескольких магнитных трубках, и практически невозможна генерация в них такой правильной структуры как ЗС.

Другая трудность представленной авторами модели заключается в том, что на столь больших высотах нужно иметь большую электронную плотность, то есть иметь $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ на высотах в 80 Мм. Так, в активных областях плотность на высотах переходной области, то есть на высотах около 2 Мм, оценена в [34] только в $1\text{-}5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Исходя из масштаба высот $H [\text{м}] = 50 T [K]$ [32] получим для корональной температуры $2 \cdot 10^6 \text{ К}$ плотность на высотах в 80 Мм равную только $0.45\text{-}2.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Возможно, что во время всплеска происходит сильное испарение в корону хромосферной плазмы, но вряд ли такое испарение увеличит

плотность более чем на порядок. Но основное возражение – узкая направленность излучения на основной гармонике. Так, возможный угол выхода излучения на гармонике $s = 13$ составляет всего лишь около 5 градусов. Наиболее интенсивное излучение в силу существенно большей площади должно исходить практически перпендикулярно направлению силовых линий, то есть, если судить по направлениям силовых линий, приведенным в [22] на рис. 12, в направлениях близких к плоскости фотосферы. Как показано в [26], при корональном распределении плотности с высотой различие в потоках вдоль и поперек силовых линий доходит до нескольких порядков.

Рассчитанное нами расстояние между 1 и 6 полосой в данной ZP по отношению к радиусу петли (или к масштабу плотности в поперечном направлении) dhs_{\max}/a приведено в таблице 1. Если положить радиус петли a равным 0.35 Мм (см выше), температуру равной $2-3 \cdot 10^6$ К, то расстояние между областями, дающими крайние полосы излучения, будет равно 4-6 Мм, то есть около $5.7''-8.5''$. Эта величина близка к наблюдаемой, если в соответствии с рассматриваемой моделью области излучения расположены почти перпендикулярно лучу зрения. То есть в этом случае необходима только одна силовая трубка в виде петли, соединяющей области фотосферного магнитного поля противоположной направленности. А именно такие области, как правило, существуют при генерации мощных вспышек. В вершине этой петли (по отношению к лучу зрения) и расположены области генерации ZP. Эта петля может быть расположена на достаточно низких атмосферных высотах (в несколько раз меньших высот в 80 Мм) и соответственно иметь необходимую высокую электронную плотность.

4. Заключение

В работе развиты модельные представления областей генерации всплесков с ЗС, представленные ранее в работах [28,29]. Приводятся аналитические зависимости, описывающие поверхности двойного плазменного резонанса, а именно зависимости поперечной координаты от продольной и наоборот. Вид таких поверхностей зависит от номера гармоники и от масштабов поперечного магнитного поля и плотности вдоль оси области генерации. Показано, что относительное к радиусу силовой трубки расстояние между слоями ДПР с разными номерами s зависит от масштабов магнитного поля вдоль и поперёк силовой трубки и не зависит от масштаба плотности вдоль нее. При этом масштаб поля поперёк трубки определяется непосредственно их наблюдений.

Центры излучающих поверхностей находятся на одинаковом расстоянии от оси трубки. Приведено значение расстояния между центрами излучающих областей для номеров гармоник, отличающихся на некоторую величину. Примечательно, что это расстояние не зависит от координат по высоте h и радиусу r и зависит только от масштабов магнитного поля по этим координатам. При этом масштаб поля по радиусу определяется непосредственно из анализа спектров ЗС.

Также получены значения соотношений масштабов магнитного поля к масштабу плотности как продольном, так и в поперечном направлении. Приводятся численные значения расстояний между центрами слоев ДПР в предположении, что дециметровые всплески возникают в хромосфере с температурой около $2 \cdot 10^4 \text{ K}$, а метровые в короне с температурой около $2 \cdot 10^6 \text{ K}$.

В работе [22] для всплеска от 14 декабря 2006г. получен интересный и очень важный результат, который показал, что разные полосы зебра-структуры генерируются в пространственно разнесенных источниках по лучу зрения. Мы связали этот результат с нашей моделью источника с ЗС и показали, что в этом случае необходима только одна силовая трубка в виде петли, соединяющей области фотосферного магнитного поля противоположной направленности. Расстояние между областями, дающими крайние полосы излучения, по нашей модели будет равно 4 – 6 Мм, то есть около $5.7'' - 8.5''$. А эта величина близка к наблюдаемой ($8.5''$), если в соответствии с рассматриваемой моделью области излучения расположены почти перпендикулярно лучу зрения.

5. Список литературы

1. Slottje, C. 1972, SoPh, 25, 210
2. Kuijpers, J. M. E. 1975, PhD thesis, Utrecht, Rijksuniversiteit
3. Zheleznyakov, V. V., & Zlotnik, E. Y. 1975, SoPh, 44, 461
4. Chernov, G. P. 1976, SvA, 20, 449
5. Chernov, G. P. 1990, SoPh, 130, 75
6. Chernov, G. 2011, *Fine Structure of Solar Radio Bursts* (Berlin: Springer)
7. LaBelle, J., Treumann, R. A., Yoon, P. H., & Karlický, M. 2003, ApJ, 593, 1195
8. Kuznetsov, A. A. 2005, A&A, 438, 341
9. Bárta, M., & Karlický, M. 2006, A&A, 450, 359
10. Ledenev, V. G., Yan, Y., & Fu, Q. 2006, SoPh, 233, 129
11. Tan, B. 2010, Ap&SS, 325, 251
12. Zlotnik, E. Y. 2013, SoPh, 284, 579
13. Tan, B., Tan, C., Zhang, Y., Mészáros, H., & Karlický, M. 2014, ApJ, 780, 129
14. Chernov, G. P., Yan, Y.-H., & Fu, Q.-J. 2014, RAA, 14, 831
15. Chernov, G. P., Fomichev, V. V., & Sych, R. A. 2018, Ge&Ae, 58, 394
16. Fleishman, G. D., & Yastrebov, S. G. 1994, 154(2), 361–369, (Berlin: Springer)
17. Mollwo, L. 1983, SoPh, 83, 305
18. Mollwo, L. 1988, SoPh, 116, 323
19. Winglee, R. M., & Dulk, G. A. 1986, ApJ, 307, 808
20. Yasnov, L. V., & Karlický, M. 2004, SoPh, 219, 289
21. Kuznetsov, A. A., & Tsap, Y. T. 2007, SoPh, 241, 127
22. Chen, B., Bastian, T. S., Gary, D. E., & Jing, J. 2011, ApJ, 736, 64
23. Karlický, M., & Yasnov, L. V. 2015, A&A, 581, A115
24. Yasnov, L. V., Karlický, M., & Stupishin, A. G. 2016, SoPh, 291, 2037
25. Benáček, J., Karlický, M., & Yasnov, L. V. 2017, A&A, 598, A106
26. Yasnov, L. V., Benáček, J., & Karlický, M. 2017, SoPh, 292, 163
27. Kuijpers, J. 1980, in IAU Symp. 86, *Radio Physics of the Sun*, ed. M. R. Kundu & T. E. Gergely (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 341
28. Karlický, M., & Yasnov, L. V. 2018a, A&A, 618, A60
29. Karlický, M., Yasnov, L. V. 2018b, ApJ, 867:28
30. Peter, H., Bingert, S.: 2012, A&A, 548, A1.
31. Chernov, G.P., Klein, K.L., Zlobec, P., Aurass, H.: 1994, SoPh, 155, 373.
32. Priest, E. 2014 *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge, UK: Cambridge University Press.
33. Watko, J. A., Klimchuk, J. A.: 2000, SoPh, 193, 77
34. Stupishin, A. G.; Kaltman, T. I.; Bogod, V. M.; Yasnov L.V. 2018, SoPh, 293, article id. #13